



TITLE:

スワールインジェクタにおける気液混合噴霧流の相似則(混合、化学反応、燃焼の流体力学)

AUTHOR(S):

柳瀬, 眞一郎; 淵本, 哲矢; 橋本, 英樹; 水島, 二郎

CITATION:

柳瀬, 眞一郎 ...[et al]. スワールインジェクタにおける気液混合噴霧流の相似則(混合、化学反応、燃焼の流体力学). 数理解析研究所講究録 2006, 1496: 31-37

ISSUE DATE:

2006-05

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/58346>

RIGHT:

スワールインジェクタにおける気液混合噴霧流の相似則

岡山大学 大学院・自然科学研究科 柳瀬 眞一郎 (Shinichiro Yanase)

Graduate School of Natural Science and Technology, Okayama Univ.

トヨタコミュニケーション 淵本 哲矢 (Tetsuya Fuchimoto)

TOYOTA Communication Systems Inc.

岡山大学 大学院・自然科学研究科 橋本 英樹 (Hideki Hashimoto)

Graduate School of Natural Science and Technology, Okayama Univ.

同志社大学・工学部 水島 二郎 (Jiro Mizushima)

Department of Mechanical Engineering, Doshisha Univ.

1. 序論

気体中に液体を微粒化して飛ばす噴霧は、内燃機関など多くの分野に用いられる重要な技術の一つである。スワールインジェクタは、液体を旋回させながら噴出させるため、微粒化特性に優れ、自動車の直噴エンジンなどに用いられてきた。噴霧解析には、KIVAコードなどのプログラムを用いることが多いが、基礎方程式の条件設定による影響を具体的に調べる目的で独自に開発したプログラムを使用し、スワールインジェクタを用いた実験と到達距離などの巨視的特性の比較を行う。詳しく計算の精度検証を行った後に噴霧液滴の到達距離についての解析、定式化を行う。また、噴霧液滴を帯電させた静電噴霧についても調べていく。

2. 基礎式と計算方法

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\theta_g \mathbf{u}_g) = 0 \quad (1)$$

$$\rho_g \theta_g \left\{ \frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial t} + (\mathbf{u}_g \cdot \nabla) \mathbf{u}_g \right\} = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + S \quad (2)$$

$$\boldsymbol{\tau} = \theta_g \mu_g \left(\nabla \mathbf{u}_g + \nabla \mathbf{u}_g^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u}_g \mathbf{I} \right) \quad \theta_g = 1 - \frac{1}{V_{\text{cell}}} \sum \frac{1}{6} \pi d_\ell^3$$

$$\rho_\ell \frac{d\mathbf{u}_\ell}{dt} = \rho_g (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_\ell) T_d - \nabla p + (\rho_\ell - \rho_g) \mathbf{g} \quad (3)$$

$$T_d = \frac{3}{4} \frac{|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_\ell|}{d_\ell} C_d \quad \text{Re}_\ell = \frac{|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_\ell| d_\ell}{\nu_g} \quad C_d = \frac{24}{\text{Re}_\ell} \left(\theta_g^{-2.65} + \frac{\text{Re}_\ell^{2/3}}{6} \theta_g^{-1.78} \right)$$

$$S = -\frac{1}{V_{\text{cell}}} \sum \frac{1}{6} \pi d_\ell^3 \{ \rho_g (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_\ell) T_d - \nabla p - \rho_g \mathbf{g} \} \quad (4)$$

式(1)が液滴体積を排除した気体の質量保存を、式(2)が気体の運動量保存を表し、また、式(3)が液滴単体の運動方程式である。ここで、添字 g は気体、添字 ℓ は液体を表すものとし、 t は時間、 μ は粘度、 ρ は密度、 θ_g は気体の体積分率、 \mathbf{u} は速度ベクトル、 \mathbf{g} は重力加速度ベクトル、 p は圧力、 d_ℓ は液滴直径、 \mathbf{I} は単位テ

ンソル, V_{cell} は計算格子の体積をそれぞれ表す. また, S を液滴と気体との運動量交換についての生成項として, 式(2)に組み込んでいる. 有限差分法により, 対流項に 3 次精度上流差分を, その他の項に 2 次精度中心差分を適用した. また, 速度の時間発展に 4 次精度 Runge-Kutta 法を, 圧力解法に速度・圧力の同時過緩和法を採用した. 噴霧の分裂モデルには TAB モデルを使用した.

3. 実験結果と計算モデル

実験では, PDA により計算の初期条件に用いる噴霧の粒径分布を, 高速度カメラにより計算結果との比較に用いる噴霧の巨視的特性を取得した. 非圧縮と仮定可能な大気圧下で, 噴射圧力を 1MPa, 3MPa, 5MPa と変えてドライソルベントを噴射期間 1ms/pulse で噴霧し, 計測点において 1 万個の液滴サンプルを取得した. 図 1 は, ノズル出口付近における個数基準の粒径分布を, Nukiyama-Tanasawa の分布関数 f_N を用いて近似している. ただし, 実験におけるザウタ平均粒径 d_{32} は約 $30 \mu\text{m}$ である.

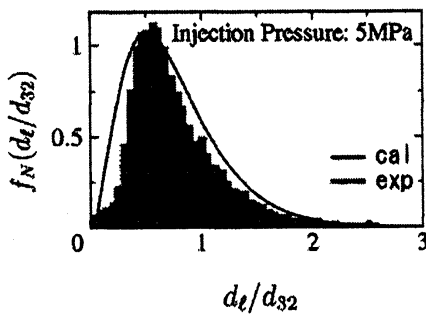


図 1. 粒径分布

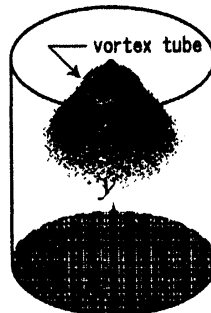


図 2. 計算モデル



図 3. θ と U_0 の定義

計算の初期条件として, この分布関数を用いて一次分裂直後の液滴粒径を算出した. つまり, 一次分裂後の液滴と気体の運動を計算対象としている. また, スワール(旋回)については, ノズル孔に対する接線方向の速度成分を液滴初速に与えることでモデル化を行った. 噴霧の計算モデルと生成格子を図 2 に示す. さらに, 噴霧によって形成された渦管を重ねて表示している. 計算精度を上げるため, 境界の影響を受けない程度に実験よりも容器容量を小さくした. 直径, 高さを 60mm とし, 一方向に 150 分割した等間隔の直交格子を生成している. よって, 格子間隔は 0.4mm である.

4. 計算条件

噴霧圧力を 1MPa, 3MPa, 5MPa と変化. 噴霧角は 40° から 80° まで 10° 刻みで変化. 但し, 特に断りが無い限り, 噴霧角は 60° で計算を行っている. 液滴の噴出速度 U_0 は噴射率を一定として, 以下のベルヌーイの定理から求めている.

$$U_0 = K_v \sqrt{\frac{P_{\text{inj}} - P_a}{\rho_l}}$$

ここで, K_v はノズルの流量係数, P_{inj} は噴霧圧力, P_a は雰囲気圧力である. 噴出速度は粒径に関係なく同一であると仮定し, $K_v = 0.75$ としている. 雰囲気(空気)圧力は 0.1MPa, 噴霧ノズル孔直径は 1mm としている. また, 噴霧角と噴出速度については図 3 を参考にされたい.

5. 計算結果の精度検証と実験との比較

噴射圧力 5MPa での噴射後 0.5ms における噴霧形状の比較結果を図 4 に示す。ただし、実験においては最初に液柱が飛び出すため、円すい状の噴霧が形成される時間に時間軸のゼロ点を合わせている。また、計算における噴霧形状は、パーセルと呼ばれる代表粒子をプロットしている。パーセルとは、計算負荷を低減するために、状態量の等しい液滴群を一つの液滴に代表させ、実際に計算を行う液滴のことである。パーセル数については、100 まで計算結果に影響を与えないことを確認し、すべての計算をパーセル数 10 で行っている。実験の方が多少ふくらみをもっているが、比較的良好一致している。

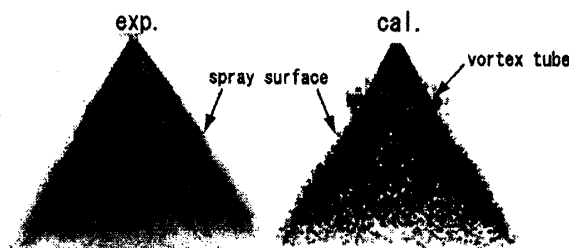


図 4. 実験と計算との噴霧形状の比較

次に、噴霧液滴の到達距離に対する定量的な比較を行った。結果を図 5 に示す。計算においては、噴射された燃料体積の 90% が到達する距離で定義した。実験においては、取得した噴霧の画像データを二階調化し、ノズル出口から先端までの平均距離で定義した。噴射圧力 1MPa のとき、実験の方が少し傾きが大きい。3MPa と 5MPa では比較的良好一致している。分裂モデルの導入により、噴射圧力 5MPa においてのみ、二次分裂が起こると判断された。実験においても、ノズル出口から遠くなるほど粒径分布の極値をとる粒径が小さくなるため、二次分裂が起きていると考えられる。図 5 の点線で示されているのは、分裂モデルがない場合の計算結果である。到達距離が伸びるのは、二次分裂による液滴と気体との運動量交換が促進されたためと考えられる。

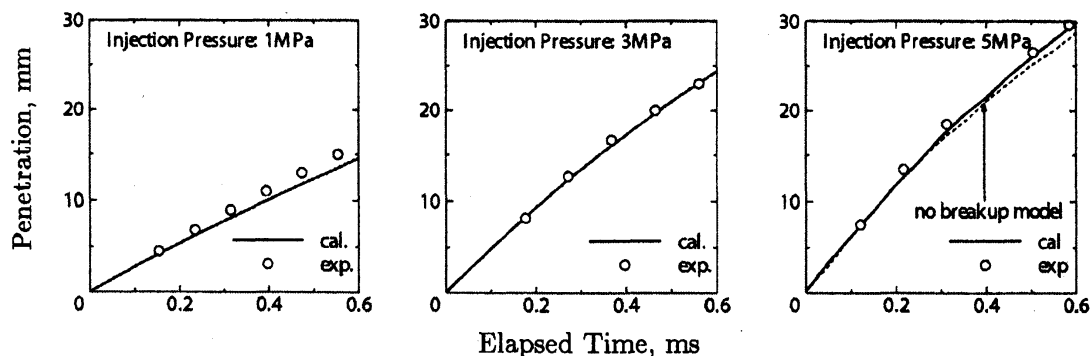


図 5. 実験と計算との到達距離の比較

6. 噴射圧を変化させた際の到達距離

噴霧圧力を変化させた際の到達距離を図 6 に示す。また、図 7 は図 6 を両対数グラフに変換したものである。図 7 より、直線の傾きは 0.9 と読み取れた。つまり、到達距離は時間の 0.9 乗に比例していることがわかった。しかしながら、噴霧圧力 5MPa ではおよそ 0.5ms を境に、時間とともに直線の傾きが小さくなっている。

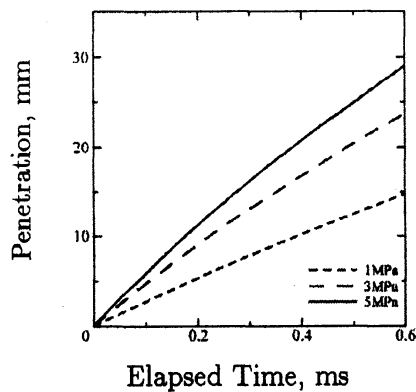


図 6. 噴霧圧力を変化させた際の到達距離

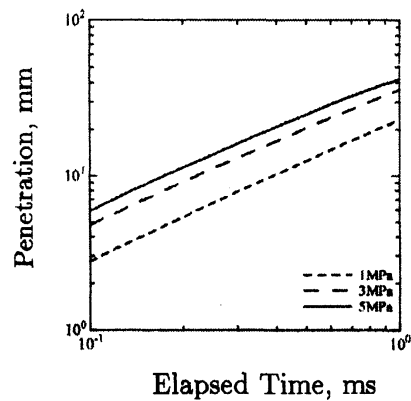


図 7. 噴霧圧力を変化させた際の到達距離

7. 噴霧角を変化させた際の到達距離変化

噴霧角を変化させた際の到達距離を図 8 に示す。また、図 9 は図 8 を両対数グラフに変換したものである。噴霧角が小さくなるにつれ、到達距離が長くなっていくのが見てとれる。1MPa と 3MPa でも到達距離自体は短くなるが同じ傾向を確認したため、今回は 5MPa の場合のみを示した。また、Fig.9 において、噴霧角 80° におけるグラフが 0.8ms あたりで折れ曲がっているのは、計算領域に液滴が衝突してしまうためである。それを除けば、こちらにおいても直線の傾きはおおよそ 0.9 であることを確認した。

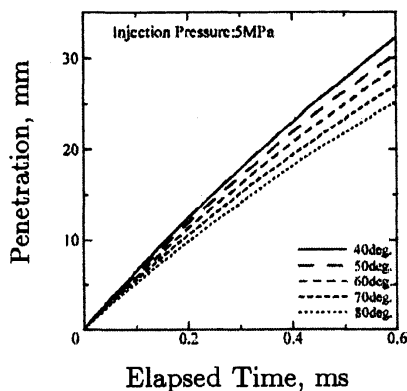


図 8. 噴霧角度を変化させた際の到達距離の変化

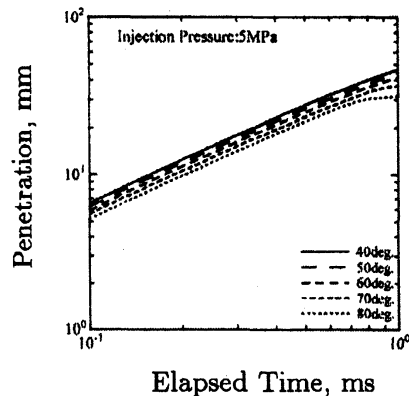


図 9. 噴霧角度を変化させた際の到達距離の変化

8. 到達距離の定式化

以上の結果より、以下のような到達距離の定式化を行った。

$$S = 1.08 d_{\text{noz}}^{0.1} \left(\frac{P_{\text{inj}} - P_a}{\rho_l} \right)^{0.45} \{t \cos(\theta/2)\}^{0.9}$$

ここで、 P_{inj} は噴霧圧力、 P_a は雰囲気圧力、 d_{noz} はノズル孔直径、 ρ_l は液滴密度である。

定式化の流れとしては S を到達距離とし、 $t^{0.9}$ に比例することより

$$S = k \{t \cos(\theta/2)\}^{0.9}$$

ここで $\cos(\theta/2)$ は、下向きという幾何学的配置を考慮したものである。

次に右辺の次元を左辺にあわせるために、 k の次元は代表速度[m/s]と代表長さ[m]を用いて

$$([m/s]/[m])^{0.9} [m] = [1/s]^{0.9} [m]$$

と表すことができる。

代表速度に噴霧速度 U_0 、代表長さにはノズル直径 d_{noz} を用いると

$$k = C(U_0/d_{noz})^{0.9} d_{noz} = C d_{noz}^{0.1} U_0^{0.9}$$

(C :無次元定数)

U_0 はベルヌーイの定理から

$$U_0 = K_v \sqrt{\frac{P_{inj} - P_a}{\rho_t}}$$

(K_v :ノズルの流量係数)

これらを代入すると

$$k = C' d_{noz}^{0.1} \left(\frac{P_{inj} - P_a}{\rho_t} \right)^{0.45}$$

($C' = CK_v^{0.9}$)

C' の値を吟味した結果

$$S = 1.08 d_{noz}^{0.1} \left(\frac{P_{inj} - P_a}{\rho_t} \right)^{0.45} \{t \cos(\theta/2)\}^{0.9}$$

が得られた。

9. 式の精度の確認

式と計算との比較を図 10 に示す。また、式は噴霧圧力と噴霧角の項を変数として含んでいるので、これらをランダムに代入した結果を示している。

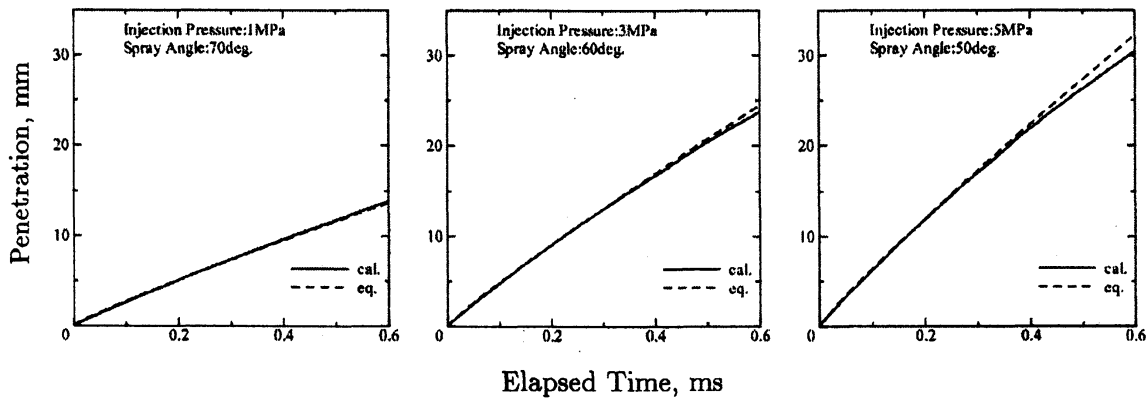


図 10. 式と計算との比較

1MPa, 3MPa の場合は計算と式はよく一致している。しかしながら、5MPa では約 0.5ms を境に計算と式のずれが大きくなっている。6 章でも述べた通り、5MPa での 0.5ms 以降のべき乗則に疑問を感じたため、渦構造の可視化を行った。

10. 噴霧圧力 5MPa における渦構造の可視化

渦構造の可視化には速度勾配テンソル ∇u_g の第二不偏量 $Q(= -1/2 \nabla \cdot \{ (u_g \cdot \nabla) u_g \})$ を用いた。

ここで、5MPa では約 1.5ms あたりで噴霧液滴が計算領域に衝突してしまうことへの考慮、また、渦の成長から崩壊を確かめるために計算領域を直径、高さともに 200mm と広げて再計算した。今回はその中でも 1.5ms までの渦管の側面図を 0.5ms 刻みで図 11 に示す。

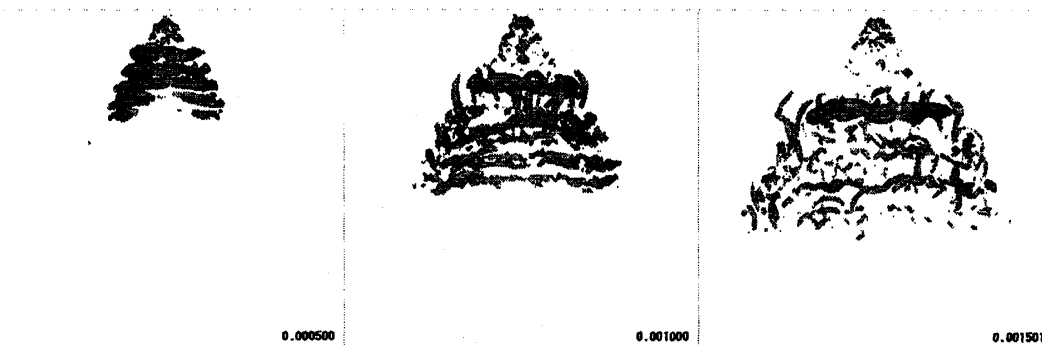


図 11. 渦構造の変化

0.5ms 過ぎを境に渦管が断続的に放出される相似的な構造から一つの渦管のみが発達していく構造に変化しており、この変化が到達距離のべき乗則に影響を及ぼしていることがわかった。また、その他の噴霧圧力についても分岐点となる時間が存在し、その時間は噴霧圧力と反比例する傾向にあることも確認した。

11. 静電噴霧

本研究では、計算プログラムに電荷の項を組み込むことにより噴霧液滴を帯電させている。ここで、どれだけの帯電量を液滴に与えるかが大きな問題になってくるが、帯電量の大きさは液滴の Paschen 限界から推測し、帯電による液滴の分裂が起こらない程度のものを与えている。

今回は帯電、非帯電時の噴霧液滴の到達距離、広がり半径について比較を行った。広がり半径については図 12 を参考にされたい。

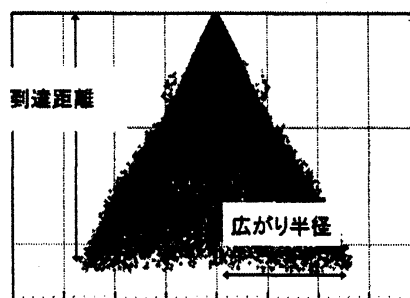


図 12. 広がり半径の定義

12. 計算結果

図 13 は到達距離、図 14 は広がり半径の帯電、非帯電時の比較を示している。噴霧圧力は 1Mpa である。

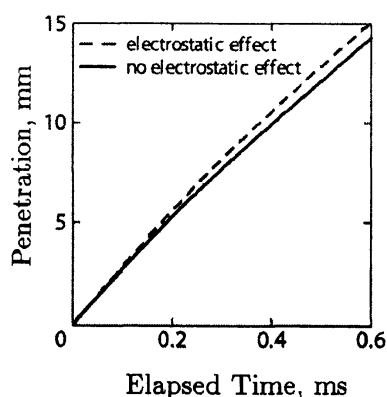


図 13. 到達距離の比較

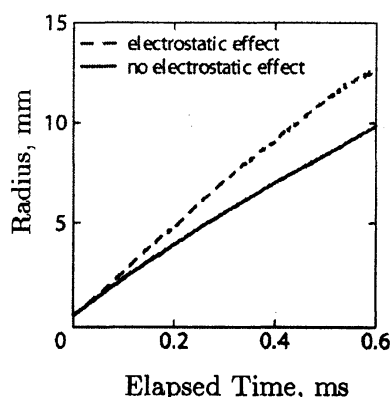


図 14. 広がり半径の比較

液滴を帯電させることにより, 1ms の噴霧期間において到達距離は約 4%, 広がり半径は約 30%の増加が見られた。これは, クーロン力によって生ずる液滴間の反発力によるものと考えられる。到達距離の増加の割合に対し, 広がり半径の増加が著しく大きい事については今後, 詳しく調べていきたい。

13. 結言

噴霧現象をモデリングしてシミュレーションを行った結果, 実験を比較的良好に再現できることを確かめた。

噴霧初期における到達距離の時間に対するべき的依存性を示し, 定式化した。

渦構造の変化が到達距離の時間的依存性に与える影響を明らかにした。

液滴を帯電させる事による到達距離, 広がり半径に与える影響を示した。

14. 謝辞

岡山大学工学部機械工学科流体力学研究室の柳瀬眞一郎教授には平素より多大なご指導をいただき, 同志社大学工学部機械工学科の水島二郎教授には数値計算, 実験の両面から多くの助言をいただきました。ここに心より感謝申し上げます。

また, トヨタコミュニケーションの淵本哲矢氏には日ごろから数え切れないほどの助言をいただきました。ここに心より感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Amsden, A. : *KIVA-3V: A Block-structured KIVA Program for Engines with Vertical or Canted Valves*, LA-13313-MS, July, (1997).
- [2] Patanker, N. A. and Joseph, D. D. : *Lagrangian Numerical Simulation of Particulate Flows*, Int. J. Multiphase Flow, Vol.27, No.10, (2001)pp. 1685-1706.
- [3] O'Rourke, P. J. and Amsden, A. A: *The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Break-up*, SAE Paper No. 872089, (1987).
- [4] 淵本哲矢: スワールインジェクタの噴霧過程における渦構造の解析, 岡山大学自然科学研究科修士論文, (2005).